



# 高出力水銀ターゲットの流動水銀中における微小気泡分布の予測および水銀流路構造設計への応用

著者	羽賀 勝洋
内容記述	この博士論文は内容の要約のみの公開（または一部非公開）になっています
発行年	2018
学位授与大学	筑波大学 (University of Tsukuba)
学位授与年度	2017
報告番号	12102甲第8536号
URL	<a href="http://hdl.handle.net/2241/00152408">http://hdl.handle.net/2241/00152408</a>

# 博士(工学)論文概要

高出力水銀ターゲットの流動水銀中における微小気泡分布の予測  
および水銀流路構造設計への応用

システム情報工学研究科    構造エネルギー工学専攻

羽賀 勝洋

2018年3月

## 1. 概要

大型加速器を用いた核破砕中性子源は、加速器で作り出す kW から MW オーダーの大出力で非常に強力な陽子ビームを、標的（ターゲット）物質の原子核に衝突させ、核破砕反応により高い中性子束の中性子ビームを生み出して様々な中性子利用実験に供するための施設である。「核破砕反応」とは、高エネルギーの陽子ビームがターゲット物質に入射すると、ターゲット物質の原子核がバラバラに壊れ、中性子を主として、陽子、中間子等、様々な二次粒子が発生する反応であり、これに用いる標的を単に「ターゲット」または「核破砕ターゲット」と呼ぶ。このような核破砕反応を利用する中性子源は研究用原子炉を用いた中性子源と区別して「核破砕中性子源」と呼んでいる。

原子炉から取り出される中性子ビームは時間的に連続したビームであり、これと同様に連続ビームを供給する核破砕中性子源も存在するが[1]、近年の中性子利用実験ではパルス状の中性子ビームに対する需要が強まっており、現在、世界で稼働中または建設中の大型の核破砕中性子源は、ほとんどがパルス状の陽子ビーム入射によって中性子を供給する「パルス核破砕中性子源」である。

中性子ビームを用いた実験は、物質科学や生命科学の先進的な研究を行う上で非常に有効な手段であり、米国、EU 諸国など世界中の主要な国々が、高出力かつ高性能の核破砕中性子源の開発に凌ぎを削っている。1980 年代に kW オーダーの出力が主流であった初期のパルス核破砕中性子源では、いずれもターゲット物質としてタンタルやタングステン、劣化ウランなどの固体重金属を用いて、核破砕反応による発熱を水で冷却する方式[2]を取っていたが、1990 年から 2000 年代に入り、MW 級の核破砕中性子源を実現し、将来的に更なる高出力化に対応するためには液体重金属をターゲット物質に用いるのが有利との考えに基づき、米国ではオークリッジ国立研究所の SNS（設計 2 MW）[3]、日本では J-PARC の物質・生命科学実験施設（設計 1 MW）[4][5]が建設され、それぞれ 2006 年及び 2008 年に水銀をターゲット物質としたパルス核破砕中性子源が稼働を始め、J-PARC はこれまでに 500 kW、SNS は 1.4 MW までの利用運転出力を達成した。ターゲット物質として水銀を用いるので、これを特に「水銀ターゲット」と呼び、水銀はステンレス鋼 SUS316L で製作される「ターゲット容器」に流動・循環して使用される。

液体金属はターゲット物質と冷却材の機能を兼ねることができ、伝熱性能が高く、放射線損傷の問題がなく、繰り返し使用できるので放射性廃棄物を低減可能であるなど、高出力の核破砕中性子源を実現するために有利な特性を持っている。特に水銀は常温で液体なので、取り扱いが容易であり、低エネルギー中性子に対する吸収が比較的大きい特性を持つものの、パルス幅が  $1\mu$  秒程度のショートパルス核破砕中性子源では、パルス特性の向上に有利に働くなど大きな利点があった。

Fig.1.1 に水銀ターゲットの概略を示す。水銀ターゲットに陽子ビームが入射すると水銀原子核の核破砕反応により大量の中性子が発生する。J-PARC ではエネルギー 3GeV、パルス幅  $1\mu$  秒、繰り返し周波数 25Hz の陽子ビームが入射し、入射陽子 1 つあたりでは約 70 の中性子が発生する。陽子ビームが水銀ターゲット容器に入射する壁面は特別に「ビーム窓」と呼ばれており、水銀と同様に直接陽子ビームの照射を受けるので、容器材料に対する放射線損傷が特に大きく、また核破砕反応による発熱や熱応力、また水銀流動によるエロージョンなど、熱的にも構造的にも厳しい条件に晒される部分である。核破砕反応で発生したエネルギーの高い中性子は水銀ターゲットの上下に配置した「モデレータ」と呼ばれる液体水素を満たした容器へ入射して水素原子核と衝突することで適度なエネルギーまで減速され、中性子ビームラインを通して利用者へ供給される。核破砕反応やこれに伴い発生する放射線により J-PARC の 1 MW 出力条件では水銀ターゲット内で約 482kW の発熱が生じ、水銀や水銀ターゲット容器自体が発熱するため、水銀は常にポンプを使って循環・流動させ、熱交換器を通して冷却される。

MW を超える大出力のパルス核破砕中性子源は熱的に厳しい条件に晒されるため、十分な冷却性能を確保することが重要であり、特に水銀ターゲットでは水銀が冷却材としての役割を果たすため、ターゲット容器の冷却性と構造健全性を確保するためには、ターゲット容器内の水銀の流路設計がポイントであった。そこ

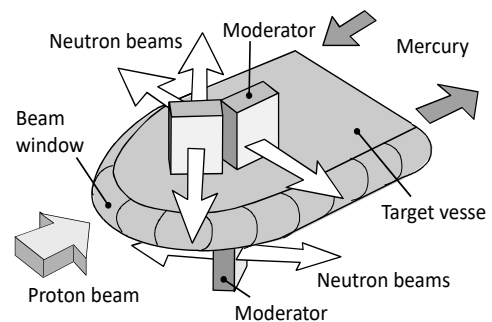


Fig.1.1 Schematic of a mercury target

で、J-PARC では独自に陽子ビームの入射軸を横切るように水銀を流す流路構造を考案し、解析的及び実験的に流路構造の最適化を行って 1MW の大出力に耐え得るターゲット容器の実現に目途を付けた[6][7]。

Fig.1.2 に示すように、水銀ターゲットにパルス状の陽子ビームが入射すると、水銀の急激な温度上昇と、これに伴う体積膨張で水銀中に最大 40MPa (J-PARC の場合) にもなる非常に高い圧力波が生じることが分かっており、これに耐え得る構造強度を確保する設計を行っていたが、水銀中を伝播した圧力波がターゲット容器を高速変形させ、その近傍に生ずる負圧の領域でキャビテーションを誘起してターゲット容器に損傷を負わせる可能性のあることが判明し、水銀ターゲットの高出力化にとって重大な課題となった。実際に米国 SNS で使用済の水銀ターゲット容器を調べたところ、壁を貫通するほどの損傷が生じていることが分かった[8]。

この問題に対処するため、流動する水銀中に放射化しにくいヘリウムガスの微小気泡を注入し、熱衝撃に起因する圧力波の発生を気泡の収縮で吸収するとともに、伝ばする圧力波を気泡の運動エネルギーへ変換することで減衰させる効果に着目した。外部研究機関との協力研究により、陽子ビームで励起される圧力波を効果的に低減するために最適な気泡のサイズは、直径 100  $\mu\text{m}$  以下であることが解析的研究により明らかとなった[9]。これは、陽子ビームパルスの照射される 1  $\mu\text{s}$  秒という短い時間で上昇する圧力変動に追従するには、気泡が高い固有振動数を持つ必要があり、これを満たす気泡直径は必然的に小さくなるためである。そこで水銀ターゲット内に設置可能で圧力損失を出来るだけ低減し、且つ、流動する水銀中で直径 100  $\mu\text{m}$  以下の微小気泡を生成できる旋回流型のバブラーを開発した[10]。

一方、キャビテーション損傷を抑制するもう一つの方法として、幅の狭い狭隘流路に速い水銀流れを作り出す方法が考えられた。損傷を引き起こすキャビテーション気泡の成長と崩壊は、水銀の流れ場や圧力場の影響を受けると考えられ、静止した水銀中に比べて、水銀の流れ場ではキャビテーション損傷が軽減される実験結果が直江ら[11]により示されている。また、静止した水銀中であっても、狭隘流路に置かれた場合は、キャビテーション気泡が狭い流路高さの影響を強く受けて損傷の発生が抑えられる実験結果[12]も報告されている。実際に、米国の SNS では、ビーム窓部に内壁を追加して狭隘流路を形成し、冷却性能を向上させる構造としていたことが幸いして、内壁はキャビテーションで肉厚を貫通するほどの損傷が生じたにも関わらず[7]、水銀の閉じ込め境界となる外壁は内壁に比べて損傷が軽減されている[13]。

そこで、高出力水銀ターゲットを実現するために、外壁は狭隘流路と速い水銀流れにより保護しつつ、内壁は微小気泡の注入によりキャビテーション損傷を軽減するとともに、微小気泡による圧力波の抑制効果で外壁に負荷される応力も軽減する対策を施した構造を目指すこととした。

しかし、水銀は密度が水の 13 倍もあり、生成した微小気泡には強い浮力が働くため、水銀標的の中で生成した微小気泡が偏在して、圧力波の低減効果が十分に得られない恐れがある。従って、水銀ターゲット内の必要な領域に微小気泡を分布させるためには、バブラーの配置と流動水銀中の気泡の挙動を考慮した解析による、水銀流路の設計が新たに必要である。ここで重要となるのは微小気泡の上昇速度を評価することであり、そのためには水銀中での微小気泡の抵抗係数を見積もる必要がある。従来の研究では、静止流体中を上昇する単一気泡の抵抗係数を評価するのが一般的であり、多くの解析や実験による抵抗係数の推算式が提案されているが、水銀中の微小気泡に関する報告は少ない。また、水銀ターゲット中では多数の気泡群が流動水銀中を上昇するため、静止流体中の単一気泡に関する抵抗係数の評価式をそのまま使用できる根拠は無く、更に、抵抗係数には液体の汚れ度合いが大きく影響する[28]との報告がある。様々な金属と容易に合金となる水銀は、実験系においても水銀循環機器に使われる金属と化合し、汚れた系に属すると考えられるが、水銀の汚れの度合いを定量的に計測して抵抗係数の評価に反映することは困難である。そこで本研究では、水銀ターゲットの流動水銀中における微小気泡の挙動を解析で予測するために、既存の工学的な知見を基にして実用的な気泡の抵抗係数を実験的に求めることを目的とした。これは従来の静止流体中の単一気泡に対

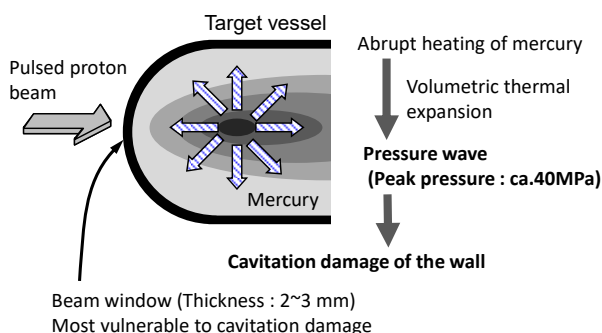


Fig.1.2 Schematic of pressure wave generation

する抵抗係数とは異なり、水銀の乱流、気泡群の相互作用、水銀汚れなど複数の影響因子をまとめて抵抗係数として包含するものであり、改めて「平均抗力係数」と呼ぶことにする。

水銀は不透明で内部の気泡分布を観測することが困難である。そこで、直線流路の試験体を用いた実験で、流動水銀中での気泡の上昇速度と平均抗力係数の評価を行うとともに、ターゲット容器内の気泡の放出位置を解析的に検討した結果[14]を基に実規模の水銀ターゲット試験体を製作し、米国オークリッジ研究所の大型水銀流動実験装置を用いた水銀流動実験を行い[15]、流動解析の結果と比較することで、平均抗力係数の推算式を提案した。また、得られた平均抗力係数の式を用いて、計測が困難な水銀中の微小気泡のボイド率分布を解析的に評価した。これらの結果を基に、必要な箇所に気泡を分布させうる水銀混合流動を実現する新しい水銀ターゲット構造を検討した。

本論文では、核破砕中性子源で用いる水銀ターゲットの高出力化のために実施した、流動水銀中における微小気泡の分布の評価と、これを基にした水銀流路構造の改良について論ずる。

## 2. 水銀ターゲット内の流れ場

### 2.1. 緒言

水銀ターゲットでは核破碎反応、及び二次粒子の核反応により、水銀とこれを内包する水銀ターゲット容器に大量の熱が発生するが、その発熱密度は陽子ビームが入射するターゲット先端部分が最も大きく、ターゲット後方へ行くに従い指数関数的に減少するので、熱負荷の大きなターゲット先端部分で流速が大きくなるような流量配分とすることが効率的な冷却に有利となる。特に、水銀ターゲット容器先端のビーム窓部は、陽子ビームに直接照射されるので熱負荷が高く、速い水銀流れによる冷却が必要である。一方、陽子ビームの照射領域内で水銀の停滞域などが存在すると、その部分の温度が上昇して沸騰を生じ、中性子収率の低下や流量配分の変動、流体誘起振動を引き起こす可能性がある。このため、ターゲット構造の設計では陽子ビーム照射領域、特にビーム窓の近傍に水銀の停滞域を生じないようにすることが肝要である。

J-PARC では、出入り口流路を各々1箇所のみとし、高熱負荷領域での効率的な冷却性能を確保する流路構造として、Fig. 2.1 に示すように陽子ビームの入射方向に対し水銀の流れが直交するクロスフロー方式を提案し、ターゲット内部の水銀流路構造の最適化設計を行ってきた。その結果、水銀流路中の適切な場所に整流板（ブレード）を配置することにより、ターゲット内の発熱密度分布に応じた流量配分、特にターゲット先端部の高発熱密度領域に集中的に水銀を流動させることが可能な見通しを得た[18]。

そこで、本研究では高精度の解析手法を用いてターゲット内の水銀流動と冷却性能を評価すると共に、この解析手法を検証するため、アクリル製の実規模水銀ターゲット試験体を製作して非加熱の水流動実験を行い、PIV（Particle Image Velocimetry）法を用いて測定した流速分布を、水銀の流動解析と同様な解析モデル・手法で評価した水の流動解析と比較した。さらに、実機ターゲット容器の熱流動解析結果と運転で得られた容器外面温度の計測値とを比較した。

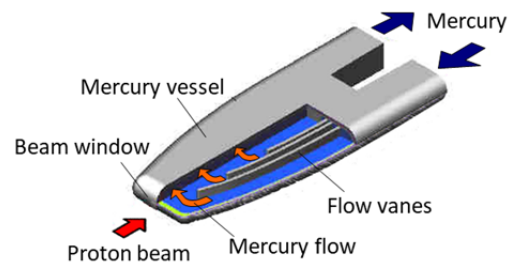


Fig.2.1 Structure of the Cross Flow type target

### 2.2 実機サイズの試験体を用いた水流動実験

#### 2.3.1 実験の試験体、測定方法及び実験条件

Fig. 2.2 に実験に用いた水銀ターゲット実規模試験体の寸法図を示す。試験体は透明なアクリル製であり、入口、出口には整流用にハニカム整流板を挿入してある。アクリル製の容器壁は内部圧力に耐えられるように15mmの厚みを持たせた。

ターゲット内の流速分布はPIVシステムにより計測した。シーディング粒子は流体の流れに十分に追従し、同じ速度で移動するものを選定する。本実験では粒子径 $5\sim 30\mu\text{m}$ 、真密度 $1.3\text{g}/\text{cm}^3$ のマイクロカプセルであるエクспанセル（型番：DU#461、日本フィライト社製）を用いた。

本実験ではアクリル製の試験体を使用するため、水流動に対する耐圧性能を保持し、試験体の変形を防止するため、ターゲット試験体入口流速は $5\text{m}/\text{s}$ 以下とした。これはレイノルズ数805000であり、対応する水銀入口流速は約 $0.6\text{m}/\text{s}$ に相当する。そこで、実験パラメータとしてターゲット入口流速 $1\text{m}/\text{s}$ から $5\text{m}/\text{s}$ の範囲で実験を行った。PIVによる計測平面はFig. 2.2に示す試験体の上下方向の中心を通る水平面とした。以下の議論では、ブレード間の各流路にFig. 2.2に示すような番号を付けて区別し、また、ターゲット試験体内の陽子ビーム軸方向の位置はビーム窓部の内壁面を座標0として表す。

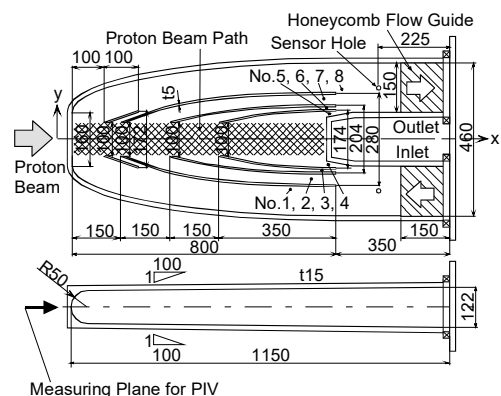


Fig.2.2 Target model for water experiment

#### 2.3.2 実験結果

水銀流れを模擬する観点で、最もレイノルズ数の大きな入口流速 $5\text{m}/\text{s}$ の場合の流速分布をFig. 2.3に示す。各流路入口での平均流速を比較すると、No. 1 流路は $3.8\text{m}/\text{s}$

でターゲット入口流速 5m/s より若干低いが、No. 2 流路は 7m/s、No. 3 及び No. 4 流路では 10m/s と流速が速くなる。流量割合では、No. 1 流路が全流量の 40% を占めており、No. 2 流路は 32%、No. 3 と No. 4 流路はどちらも 14% である。No. 1 流路は最も熱負荷の高いビーム窓先端部を冷却する流路であり、流量割合を最も多くする目標どおりの流量配分になっている。また、水銀の発熱密度の高い  $x=0$  から 450mm の領域で陽子ビーム照射領域を横切るクロスフロー流れが実現できている。 $x=450$ mm から 750mm の陽子ビーム照射領域には大きな再循環流れが生成しているが、発熱量が少ないため、熱的な問題は生じない。

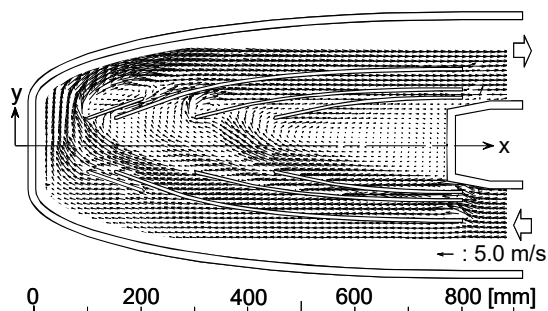


Fig.2.3 Water flow velocity field in the target

### 2.3 水流動解析との比較

水流動条件での実験結果と解析結果を比較するため、水流動解析を行った。解析コードは、有限体積法を用いる汎用熱流動解析コードである STAR-CD を用い、乱流モデルは標準  $k-\epsilon$  モデル[19]、解析格子は総計 242632 の 3 次元六面体格子を用いた。全体の流れ場のパターンは Fig. 2.3 の実験結果と非常に良く一致し、ビーム窓近傍の速い流れや No. 3 流路出口の低流速域、また  $x=450$ mm 以降の再循環流れなど実験結果で見られた特徴的な流れが良く再現された。Fig. 2.4 は陽子ビーム軸 ( $x$  軸) に沿った  $y$  方向の流速成分  $V_y$  の分布を実験結果と比較した図である。 $V_y$  の分布は実験結果を良く再現しており、特に核破碎による発熱を冷却するための十分な流量が配分される必要のあるビーム窓近傍では、 $V_y$  の値が良く一致している。 $x=200$ mm から 300mm の範囲で解析より実験値が低くなっているのは、No. 3 流路の早い流速により、両隣の流路との圧力差で整流板が変形して流路が狭くなり、圧力損失が増して No. 3 流路の流量が減少したことが原因と考えられるが、これより陽子ビーム軸の下流側では、No. 4 流路からの流れにより  $x=400$ mm 付近に生じるピークや、 $x=600$ mm で  $V_y$  の値が 0 となる再循環流の中心の位置など、定量的に良く一致している。また、水銀ターゲット入口と出口間の圧力損失も、解析値と実験値とは 11% 以内で一致した。

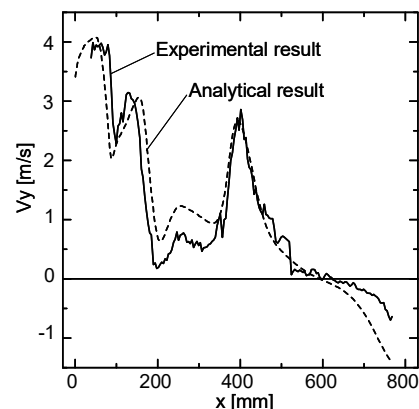


Fig.2.4 Distribution of  $V_y$  along the proton beam axis

### 2.4 実機水銀ターゲットの運転データとの比較

実機水銀ターゲット容器の運転時に、水銀の低流速領域で特に高い温度になると予測される 3 箇所の温度計測値を水銀流動の解析値と比較したところ、2 箇所では数℃以内で一致し、もう 1 箇所の計測値は解析値より 5℃以上高い値となった。温度を計測した位置は最も温度勾配の大きな領域であるため、実機の製作精度や入口の流動条件の違いで、ホットスポットの位置がわずかでもずれると、温度計測値も大きく変わると考えられる。一方、水銀ターゲットの入口と出口間の水銀温度の上昇幅は、いずれの出力でも予測値と計測値との差は 1℃以内の精度で一致しており、発熱密度分布の評価値の信頼性が高いことを示している。

### 2.4 結言

水銀ターゲットの流路構造について行った水流動実験および実機運転計測値と解析値の比較により、クロスフロー型流路構造は MW 規模の高出力に対応可能な構造であり、また、本件で用いた解析コードはターゲット容器内における水や水銀の高レイノルズ数流れを解析するのに有効であることを実証できた。

### 関連論文

[6]羽賀勝洋他、日本原子力学会誌, 42, 8, 821~824 (2000).

[7] K. Haga, et al., Nuclear Engineering and Design, 210, 57-168 (2001).



### 3. 水銀中での気泡上昇速度と平均抗力係数に関する研究

#### 3.1 緒言

微小気泡の注入による圧力波の抑制を成功させるには、強い圧力波が発生する高熱負荷領域に適度なサイズの気泡を一定量以上の体積分率で分布させることが重要である。不透明で流体内部の目視観察が困難な水銀について気泡の挙動を評価し、先に述べた条件を満足するターゲットの設計をするには、水銀中での微小気泡の上昇速度と平均抗力係数を調べるのが重要である。

静止流体中での気泡の上昇速度や抵抗係数については、理論解析や実験を基にした様々な研究がなされている。理論解析による研究は Moore[20]らや Sawi[21]が非粘性、非圧縮性の静止した無限流体中で気泡が浮力で上昇する場合の終端速度と気泡半径の関係を理論的に導き、粒子レイノルズ数が数 10～数 1000 の広い範囲で気泡の変形も考慮して気泡の抵抗係数を求める式を示した。Mei[22]らは粒子レイノルズ数が 200 以下の範囲でナビエーストックス方程式を解いて抵抗係数を求める式を示した。実験的研究については、Mori[23]らが半径が  $500\mu\text{m}$  以上の大きさの気泡について水銀中での終端速度を実験的に計測し、Sawi の理論値と比較してその有効性を示した。しかし、半径  $500\mu\text{m}$  より小さい気泡について水銀中の挙動を実験的に調べた例は見あたらない。一方、水中での気泡挙動に関する実験的研究については多くの報告がなされており、主要な研究例は Clift[24]らによってまとめられ、終端速度と気泡半径の関係を示す実験式が示されている。Peebles[25]らは水やオイル、有機溶媒中の単一気泡の上昇速度を計測し、広い範囲の粒子レイノルズ数について抵抗係数や終端速度の実験式を示した。この他に、Duineveld[26]や竹村[27]らが上昇速度を実験的に計測し、抵抗係数の推算式を提案している。富山[28]らは既存の相関式を基に、広範囲の流体物性と気泡径に適用可能で体系の汚れ度まで考慮した抵抗係数の推算式を提案した。

本研究では、流動水銀中で半径が数  $100\mu\text{m}$  の微小気泡の上昇速度を実験的に計測して平均抗力係数を求め、過去の研究報告と比較してその妥当性を評価した。

#### 3.2 実験装置と測定方法

Fig.3.1 に実験装置の模式図を示す。透明なアクリル製の内径  $22.2\text{mm}$  の円管を水銀ループに設置した。ヘリウムガスを注入するノズルはノズルの下流側に生ずる後流が気泡挙動に与える影響を小さくするために出来るだけ細いノズル径とし、これを水銀中へ差し込み、ノズルを通してヘリウムガスを注入した。ノズル先端は流路の上壁面から  $4.2\text{mm}$  の深さである。

Fig.3.2 に測定方法の模式図を示す。注入したヘリウムガスは気泡となり、流動する水銀と共に移動しながら浮力により上昇し、上壁面に付着する。これをデジタルカメラで撮影し、気泡が上壁面に現れた場所のノズルからの距離  $L$  と水銀流速  $v$ 、及びノズルから上壁面までの高さ  $l$  を用い、気泡の水銀中での上昇速度  $U_b$  は  $U_b = lv/L$  で求められる。Fig.3.2(a)の  $B_3$ 、 $B_4$  のように上壁面に元々付着していた気泡と、水銀中から上昇して上壁面に現れる Fig.3.2(b)の  $B_1$ 、 $B_2$  のような気泡を識別するため、1 秒間隔で撮影した二枚の画像を見比べることにより、初めの画像に無くて後の画像に新しく現れる気泡のみを計測の対象とした。上壁面に付着した気泡が多くなるとお互いに合泡して成長し、ある程度の大きさになると水銀流れの抵抗により Fig.3.2(c)のように周囲の付着気泡を巻き込みながら流れ去るため、再度、新たに付着する気泡を計測できる状況となる。

壁面に付着した気泡の画像上の半径  $R$  は、それが水銀中に自由気泡として浮遊している場合の半径  $r$  と異なるため、壁面に付着した気泡の形状を一樣な半径を持つ球体の一部を半径  $R$  の円で切り取った形状と仮定し、その体積が自由気泡である半径  $r$  の球の体積に等しいと置いて  $R$  と  $r$  の関係式を求めた。ここでは代表値として  $130^\circ$  を水銀の接触角  $\theta$  とする

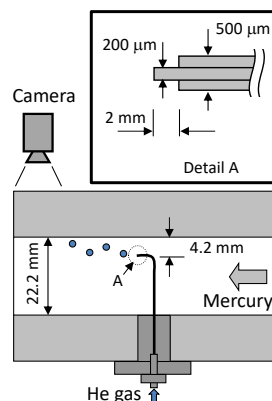


Fig.3.1 Experimental model

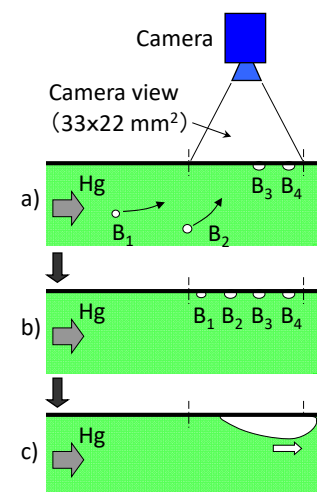


Fig.3.2 Measuring technique of free bubble sizes and positions



と、 $R$ と $r$ の関係は、 $r=0.5724R$ となる。実験条件は水銀流速を0.57m/s、0.7m/s、1m/sとし、ヘリウムガスの供給量は1cm<sup>3</sup>/sとした。水銀流速0.57m/sについては5cm<sup>3</sup>/sのガス供給量でも実験を行った。

### 3.3 実験結果と既存研究の比較

Fig.3.3に実験結果から得られた上昇速度 $U_b$ と自由気泡半径 $r$ の関係を、既存の研究で示されている気泡の抵抗係数から計算した終端速度と合わせて示す。水銀実験の結果は気泡半径200 $\mu$ mの付近ではほとんどPeeblesらの評価式と同等の値であるが、これより気泡半径が大きくなるに従いPeeblesらより若干低い上昇速度となる。MooreやSawiは理論的に純粋な液体中の気泡挙動を扱っており、不純物を含む実際の液体より気泡と液体の界面が自由に動くため抵抗係数が小さく、必然的に終端速度は大きくなる。また、終端速度が気泡半径300 $\mu$ m付近で減少傾向に転じているのは、上昇速度の増加に伴って気泡が変形し、抵抗が大きくなるからである。気泡半径が200 $\mu$ mより小さい範囲の終端速度は、本実験ではデータを取ることができていないため、次章の巡回流式バブラーを用いた実験の結果と合わせて検討する必要がある。

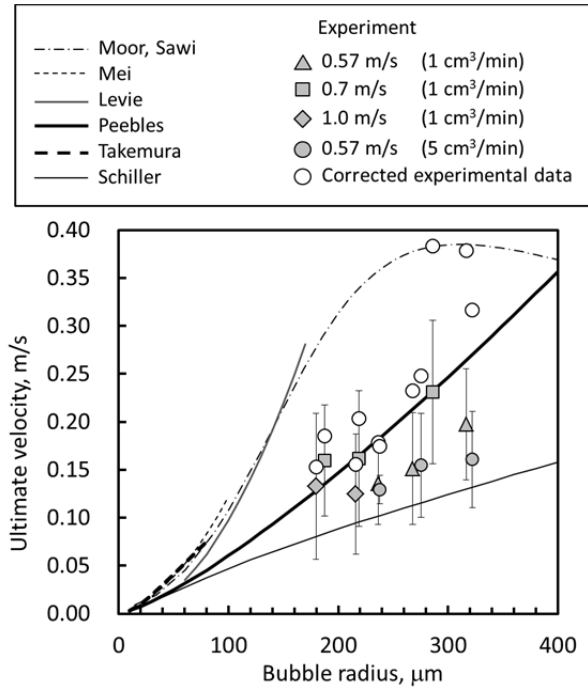


Fig.3.3 Rising velocity of bubbles

### 3.4 終端速度の評価

一般的に球形気泡の運動方程式は以下の式でモデル化される[27]。

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2} \rho \frac{4}{3} \pi r^3 U_b \right) = \rho \frac{4}{3} \pi r^3 g - C_d \pi r^2 \frac{1}{2} \rho U_b^2 \quad (3.1)$$

ここで、 $r$ : 気泡半径、 $\rho$ : 流体密度、 $\pi$ : 円周率、 $C_d$ : 抵抗係数、 $U_b$ : 上昇速度、 $g$ : 重力加速度である。静止流体中に置かれた気泡は浮力により上昇するが、上昇速度に応じた抵抗力を流体から受けるため、浮力と抵抗力が釣り合うところで速度が一定の終端速度 $U$ となる。

式(3.1)から気泡半径を200 $\mu$ m～300 $\mu$ mとして気泡が終端速度に達するまでの時間を計算すると、気泡半径200 $\mu$ mで0.03秒、250 $\mu$ mで0.05秒、300 $\mu$ mでは0.07秒程度を要し、この間の上昇距離はそれぞれ、3mm、7.7mm、15.2mmである。本研究の実験ではガスを注入するノズルが、流路上端から4.2mmしか離れていないため、気泡半径が200 $\mu$ m前後より小さい場合は気泡が流路上端に達する前にほぼ終端速度になるが、これより大きな気泡半径では、終端速度に達する前に流路上端に接触すると評価される。即ち気泡半径が大きい範囲の実験結果は、終端速度に達する前の速度であり、終端速度を過小評価していると考えられる。実験値と終端速度の差の終端速度に対する割合を計算すると、半径200 $\mu$ mの気泡では16%、250 $\mu$ mでは29%、300 $\mu$ mでは43%程度となり、気泡半径が大きくなるほど、実験値が実際の終端速度より低い速度で評価される傾向のあることが分かった。これらの終端速度の評価結果をFig.3.3に白抜きの円形マーカーで示してある。補正後の値は全体にPeeblesの式よりも早い速度に分布し、これは平均抗力係数がPeeblesの式より小さくなる可能性を示している。

### 3.4 結言

従来の研究で実験データが存在しなかった半径150 $\mu$ m～300 $\mu$ mの微小気泡について、流動水銀中での上昇速度を実験的に評価し、上昇速度がPeeblesらの提案した評価式より速い値、平均抗力係数は低い値になる可能性を示した。

## 4. 気泡群の流動水銀中における挙動に関する研究

### 4.1 緒言

沖田ら[9]は、十分な圧力波低減効果を得るための気泡条件を解析により準静的な条件下で評価し、半径  $10\mu\text{m}$  から  $100\mu\text{m}$  程度、水銀に対する体積割合であるボイド率は  $10^{-3}$  以上あることが望ましいことを推定した。そこで水銀ターゲット内に設置可能で圧力損失が出来るだけ小さく、且つ、流動する水銀中で直径  $100\mu\text{m}$  以下の微小気泡を生成できる旋回流型のバブラーを開発した[10]。陽子ビームが水銀ターゲットに入射するビーム窓近傍は最も強い圧力波が発生するため、ビーム窓の壁面が最も圧力波によるキャビテーション損傷を受けやすい。このため、ビーム窓の近傍に集中的に微小気泡を分布させる必要があるが、水銀ターゲットはビーム窓に近いほど発熱密度が大きくなるため、気泡生成器に発生する熱応力を許容応力以下に抑えるためには、気泡発生器をビーム窓から離れた位置に設置する必要がある。水銀は密度が水の 13 倍もある重い液体なので気泡には鉛直方向に強い浮力が生じ、また、ビーム窓近傍の湾曲した壁面形状に沿って流れる気泡は水銀に生ずる圧力勾配により、ビーム窓から離れる方向へ向心力を受けるため、ビーム窓部において気泡分布が極端に偏る可能性があった。そこで、微小気泡の生成器を内蔵した実機規模のターゲット容器のモックアップ試験体を製作し、米国オークリッジ国立研究所の大型水銀流動実験施設である TTF (Target Test Facility) を用い、ターゲット容器内を流動する水銀中の気泡分布を計測する実験を行った。また、実験結果と解析結果の比較により、ターゲット容器内の流動水銀中の微小気泡分布を予測し得る平均抗力係数の推算式を提案した。この結果を基に、特に重要なビーム窓近傍での水銀中の気泡分布を調べた。

### 4.2 水銀流動実験による気泡分布測定

#### 4.2.1 実験装置

Fig.4.1 に水銀ターゲット容器のモックアップ試験体を示す。水銀流路は全長 900mm、幅 390mm、高さ 80mm である。水銀の流れ場と浮力による微小気泡の上昇が気泡分布を決定する主要因であると考えられるため、整流板の配置や試験体のサイズは実機とほぼ同じにした。気泡分布の計測は 3 節で実施した方法と同様に行うため、モックアップ試験体の上壁は、水銀中を上昇して内壁面に付着する気泡を観察するために透明なアクリル板で製作した。TTF の水銀ループに接続するモックアップ試験体は、水銀漏洩に対する安全を確保するために 1MPa の内圧に耐えることを要求されたため、アクリル板の厚みは 50mm とし、さらにステンレス製のリブで補強した。試験体の側部と底部はステンレス板で製作した。実機ターゲット容器では側部は曲面であるが、モックアップ試験体では、構造を単純化して気泡を計測しやすくするために平面とした。バブラーは内径 32mm の旋回流ユニットを縦 2 個、横 3 個の合計 6 個並べてターゲット容器試験体の水銀入口流路に設置した。バブラーは、事前に小型の水銀ループを用いて実験を行い、水銀中に直径  $100\mu\text{m}$  以下の微小気泡を効率的に生成する性能を確認している。

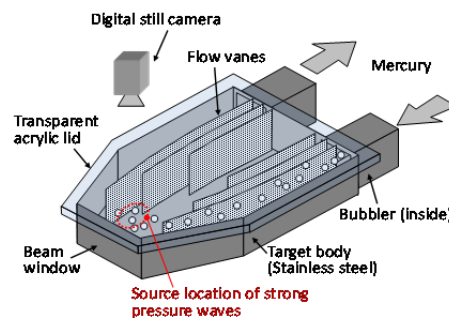


Fig.4.1 Target mock-up model

#### 4.2.2 実験条件

実機の水銀ターゲットの水銀流量は、核破碎反応に伴う発熱を冷却する観点から 11.4 L/s に設定してあるが、本実験では 7.5 L/s とした。これらはターゲット入口での流速に換算すると、1.14 m/s、及び 0.75 m/s となる。気泡生成器は内部で水銀の旋回流を発生させる案内羽根を内包しており、構造が複雑であるため実験の段階では合成樹脂で製作した。このため早い流速ではバブラー前後の圧力損失が大きくなり、バブラーが破損する可能性があるため、流量の上限を 7.5 L/s とした。また、流量が 6.5 L/s より小さいとバブラーで注入したヘリウムガスが試験体内の整流板の下流側で流れが剥離した領域に蓄積し、ガス溜まりが形成されるため、実機条件の流れ場を再現できない。バブラーを使ったヘリウムガス注入量は、バブラーの気泡生成能力が良好になる条件として、水銀の体積流量に対して 0.1% とした。微小気泡はバブラーにより連続的に生成され、旋

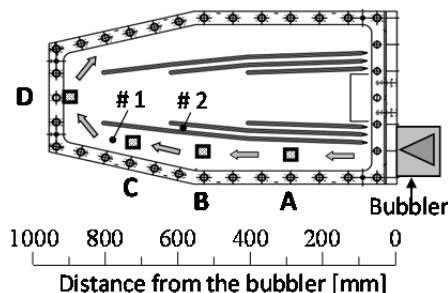


Fig.4.2 Measuring position on the mockup model

回流により分散されるため、バブラー出口での気泡分布はほぼ一様であると仮定した。気泡の画像は、Fig.4.2 に示すようにターゲット試験体の水銀入口流路に設置したバブラーの下流側からビーム窓部に至る主流路に沿った3箇所と、ビーム窓部近傍で撮影し、気泡の大きさと密度を計測した。

### 4.2.3 実験結果と考察

#### (1) 主流路に沿った気泡サイズ分布

Fig.4.3 は流路の3箇所 (A, B, C) で計測した気泡半径の分布である。これらの箇所はほぼ直線状の水銀流路上にあるため、得られるデータは単純な管路内流れの基本的な気泡の挙動を反映していると考えられる。どの箇所でも半径  $150\mu\text{m}$  を越える気泡は非常に数が少ない一方で、これより小さい気泡サイズの領域では半径  $40\mu\text{m}$

$\mu\text{m}$  近傍をピークとして比較的多くの気泡が見られる。気泡の大きさは半径  $10\mu\text{m}$  から  $90\mu\text{m}$  の範囲の気泡数が多く、A から C へ下流へ行くに従いピークの形状が鋭く明確になっている。これは、半径  $90\mu\text{m}$  程度より小さい気泡が遠くまで運ばれやすいことを示唆している。

#### (2) ビーム窓部近傍の気泡サイズ分布

Fig.4.4 はビーム窓部近傍 D の箇所で計測した気泡半径の分布と、解析結果を示している。解析は汎用の熱流動解析コードである Fluent の定常解析で、流体中に注入した液滴や気泡などの挙動を解析する DPM (Discrete Phase Model) を用いた。DPM は各気泡に働く浮力や抵抗力、液体の流動で生ずる乱流拡散、曲がり流路で生ずる向心力なども考慮することができる。ただし、気泡同士の合泡や分裂等の相互作用は考慮しない。実験結果から、ビーム窓部近傍においても主流路に沿った気泡半径分布と同様に、半径  $40\mu\text{m}$  をピークとし、主に  $100\mu\text{m}$  以内に分布が集中する結果となった。解析では気泡放出時の初期条件としてバブラー出口における気泡半径分布を設定する必要があるが、実験的に測定することが困難である。そこで、実在液体中の実験式である Peebles らの抵抗係数式を用いて、A 地点の気泡分布を再現可能な初期気泡半径分布を推測した。しかし、B 地点以降の気泡分布の再現性が劣るため、実験でピーク値となっている半径  $40\mu\text{m}$  に対する平均抗力係数を代表値として仮定し、3章で求めた平均抗力係数の値と合わせて、解析結果が A 地点から D 地点までの全ての場所で最も良く実験結果を再現可能な推算式を求めることにした。その結果、半径  $40\mu\text{m}$  に対する平均抗力係数を Peebles らの式から求まる値の半分と仮定し、平均抗力係数  $C_{av}$  と粒子レイノルズ数  $Re_b$  の関係式を  $C_{av}=9.456Re_b^{-0.61433}$  とすると、全ての地点の実験結果を良く再現できることが分かった。Fig.4.4 は新しい推算式を用いた気泡半径分布が、Peebles の式に比べて D 地点での実験結果を良く再現していることを示している。ビーム窓近傍の D 地点における水銀深さ方向のボイド率分布を評価したところ、上壁面のボイド率が  $10^{-5}$  であるのに対し、流路底部では  $10^{-8}$  まで低下してしまうことが分かった。

### 4.3 結言

実規模の水銀ターゲット試験体の水銀流動実験で得られた気泡半径分布から、圧力波低減に重要なビーム窓近傍に、目標とする半径  $100\mu\text{m}$  以下の気泡を分布させ得ることが分かった。また、実験を良く再現し得る平均抗力係数の推算式を提案した。水銀深さ方向のボイド率分布は、流路底部で  $10^{-8}$  まで低下する可能性のあることが分かった。

### 関連論文

- [11] K. Haga, et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 600, 64-67 (2009).
- [15] K. Haga, et al., Journal of Nuclear Science and Technology, 47, 11 (2010).

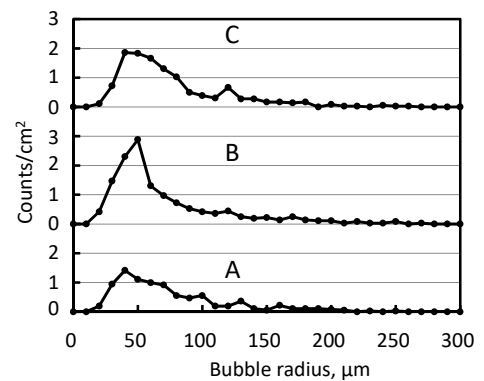


Fig.4.3 Bubble size distribution at the position A, B and C (Helium supply : 0.1 % of mercury flow rate)

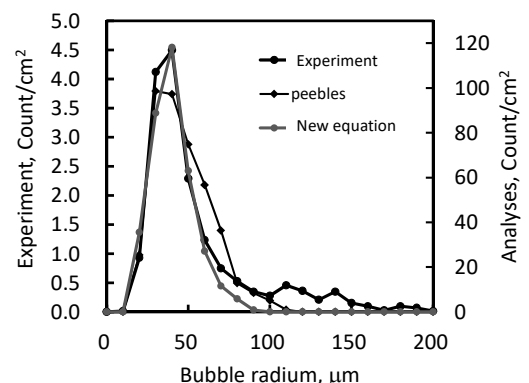


Fig.4.4 Bubble size distribution near the beam window D

## 5. 水銀ターゲットの流路構造の改良

### 5.1 緒言

4 章で用いた実機水銀ターゲットの解析モデルで、実機相当の 10.3 L/s で水銀を流した解析結果を Fig.5.1 に示す。バブラーをターゲット容器の水銀流入位置に設置したばあい、約 1 m 下流にあるビーム窓の近傍では上下方向に気泡数の偏りが生じ、底面近くのボイド率は  $10^{-7}$  台まで低下することが分かる。実際には気泡同士の合泡なども加わり、実際の気泡数はより少なくなると考えられる。一方、沖田ら[9]の解析的研究によれば、圧力波のピーク値を  $1/4$  以下に低下させる効果を得るために、半径  $100\mu\text{m}$  以下の気泡が  $10^3$  以上のボイド率で存在する必要があるため、 $10^{-7}$  台のボイド率では十分な圧力波の低減効果は期待できない。半径  $100\mu\text{m}$  以下の気泡半径の条件は満足できると考えられるが、ボイド率については圧力波の低減が特に重要なビーム窓近傍で、出来るだけ向上させることが、実機ターゲットの設計に不可欠の要求である。そこで、4 章で新たに求めた平均抗力係数を用い、水銀流量や気泡の注入位置などの条件を変えてビーム窓近傍での気泡のボイド率への影響を調べ、これを基に実機水銀ターゲットの流路構造を再検討した。

### 5.2 ボイド率の向上のための改良

Fig.5.1 で、B, C, D 地点の底面のボイド率は上面より 2 桁も低下しているが、最も上流の A 地点では 1 桁程度の低下であり、バブラーからの距離が短いほど、深さ方向のボイド率の分布が均一に近くなる。バブラーをビーム窓近傍の近くに配置すれば、ボイド率の分布が改善し、気泡の絶対数も増加することは容易に想像できる。しかし、Fig.2.22 に示したようにビーム窓に近いほど陽子ビーム入射に伴う体積発熱量が急激に増大し、バブラー本体の温度と熱応力も増大するため、構造健全性を確保する許容値を超えないようにするには、バブラーの配置可能な位置は制約を受ける。また、実機的设计を考慮して、バブラーを設置するのに必要なスペースを確保可能な場所であることも条件となる。ここでは、バブラー出口から A 地点までの距離が 353mm であることから、ビーム窓部から同程度の距離にバブラーを配置することとし、Fig.5.2 に示すようにビーム窓から 350mm の距離まで近づけた位置で気泡を注入した場合の解析を行った。

更に、深さ方向のボイド率の分布を均一化するため、水銀の流れ方向に対して反時計回りに旋回流を加えた解析も行った。旋回流はバブラー出口から上流側 100mm の範囲で、水銀に旋回方向の体積力を負荷して生成した。半径  $100\mu\text{m}$  の気泡の終端速度は  $0.075\text{m/s}$  であるため、数倍速い程度の旋回速度となるように、体積力を調整しながら、最終的に気泡注入位置における旋回の接線方向の流速成分を約  $0.2\text{m/s}$  とした。ビーム窓近傍 D 地点における深さ方向のボイド率の分布を Fig.5.3 に示す。バブラーをビーム窓に近づけたことで、上層と下層でボイド率の差は 1 桁まで減り、更に旋回流を与えた場合はほぼ均一な分布となった。

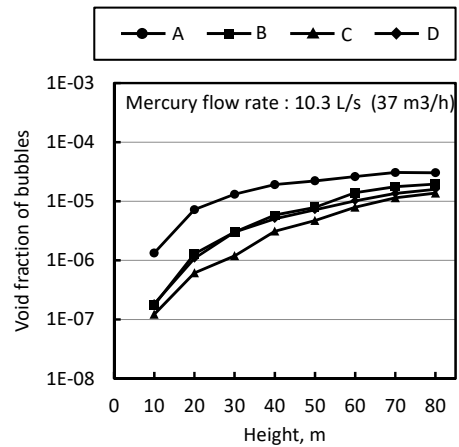


Fig.5.1 Bubble population distribution in the vertical cross section

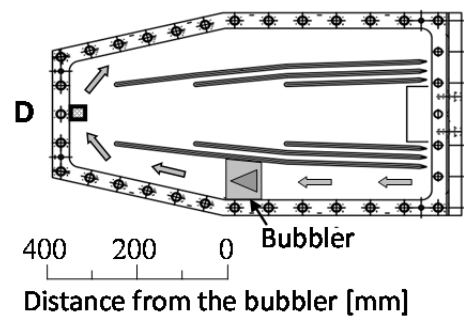


Fig.5.2 New bubbler position to improve the vertical void fraction distribution

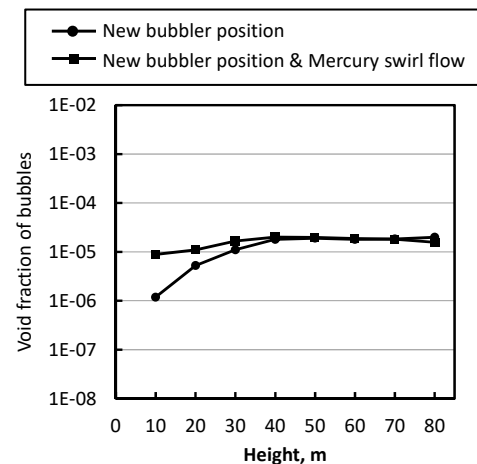


Fig.5.3 Void fraction distribution in vertical cross section at the position D with the new bubbler location

### 5.3 実機水銀ターゲットの流路構造の改良

これまでの成果を基に、当初計画していビーム窓部の狭隘流路内に速い水銀流れを作り出すとともに、内壁の近傍に微小気泡を分布させてキャビテーション損傷を軽減する、高出力水銀ターゲットの設計を行った。狭隘流路の流路幅はこれまでの実験的研究[11][12]やSNSでの実績[13]を考慮して、2mmとした。設計の概略をFig.5.4に示す。入口側の流路はNo.1~No.3の番号で区別する。改良のポイントは(1)バブラーの位置をビーム窓に近づけることで、ビーム窓部での底面近くの気泡数を増加させたことと、(2)バブラーの上流側に狭隘流路の入口を設けることで、バブラーで生ずる圧力損失を利用し、狭隘流路への流量配分を確保して早い水銀流れを作り出すことであった。バブラーはターゲット容器内で最も大きな圧力損失を生じる部分であり、実機の設計では水銀ポンプの昇圧性能を考慮して、バブラーで最大0.2MPaの圧力損失まで許容する設定としている。バブラーの位置を変更した後で、各整流板間の流量配分を従来と同様に維持しクロスフロー型流れを作り出すためには、バブラーと同等の圧力損失を生ずる要素を適切な位置に設置する必要がある。そこで、板材に円形の穴をいくつも開けた多孔板を、整流板の後端部に設置する構造とし、バブラーの圧力損失係数が約8.1と既知であることから、多孔板の圧力損失係数によるNo.1~No.3の各流路の流量配分への影響を解析的に評価し、穴の配列を4×9列、穴中心間ピッチを8mm、穴の直径を5mmとした。

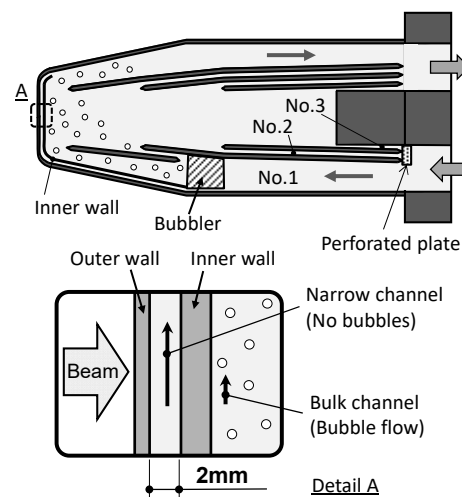


Fig.5.4 Structure of the mercury target vessel with a bubbler

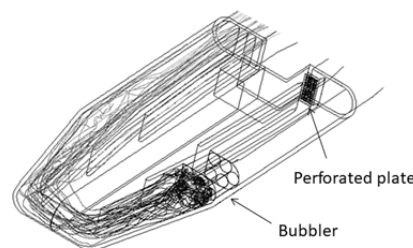


Fig.5.5 Bubble flow track in the mercury target of the new design

### 5.4 新しいターゲット構造の熱流動解析による評価

バブラーユニットは奇数個の5個設置するため、どちらか一方の旋回方向のバブラーユニットが1つだけ多くなり、旋回方向を調整することでバブラー下流に緩やかな水銀の旋回流れを加えることができる。これらの設計をモデル化し、陽子ビーム入射に伴う発熱も考慮して熱流動解析を行った。水銀の入口温度は50℃で、陽子ビーム出力は1MWである。水銀流量は37m<sup>3</sup>/hでガス供給量はこれまでと同様に水銀流量の0.1%であるが、放出した気泡の半径は50μmで一定とした。Fig.5.5はバブラー出口から気泡が放出された後の軌跡を示しており、バブラー出口下流で生じた旋回流で、流路下層にも気泡が運ばれている様子が分かる。Fig.5.6はビーム窓近傍の垂直断面内の気泡数分布を、最も多い気泡数で規格化したグラフである。流路下層の気泡数は上層の半分程度になっており、Fig.5.3に示したように1桁以上の差が生じていた場合より改善されている。狭隘流路内の流速は3.7 m/s、温度は熱負荷の高いビーム窓部でも157℃と、従来構造の水銀ターゲットと同等以上の冷却性能が確保されていることが分かった。

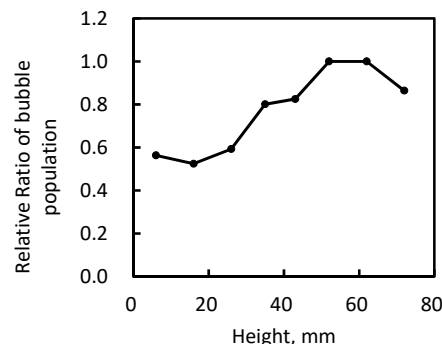


Fig.5.6 Bubble population distribution in vertical cross section near the beam window

### 5.5 結言

キャビテーション損傷の抑制に重要なビーム窓近傍での均一な微小気泡分布と、狭隘流路での速い水銀流れを実現可能な新しい水銀ターゲット容器の設計を行い、1MW運転の実現に目途を付けた。

### 関連論文

[17]K. Haga, et al., JPS Conf. Proc. 8, 051008 (2015).



## 6. 結言

MW 規模の核破砕中性子源に対応可能な高出力の水銀ターゲットを実現するため、解析的検討によりクロスフロー型流路構造の詳細設計を行い、水流動実験により流れ場解析の有効性を実証した。この解析手法を用いて実機水銀ターゲットの流路設計を行い、構造解析による応力評価を経て詳細構造を決定し、最終的に製作した水銀ターゲットの運転データを熱流動解析による予測値と比較したところ、水銀ターゲットの温度は予測値と良く一致することが分かった。これにより、解析による水銀ターゲットの設計手法と、クロスフロー型流路構造の有効性を示した。

一方、パルス状の陽子ビーム入射で水銀中に生ずる圧力波により、ステンレス鋼製のターゲット容器にキャビテーション損傷が生ずる課題に対して、半径  $100\mu\text{m}$  以下の微小気泡を流動水銀中に分布させるとともに、ビーム窓部に狭隘流路を形成して速い水銀流れを実現する水銀ターゲットの開発を行った。キャビテーション損傷を抑制する必要があるビーム窓部近傍に必要なサイズの気泡を分布させるためには、注入した気泡の流動水銀中の挙動を調べる必要があるが、水銀中における半径数  $100\mu\text{m}$  以下の微小気泡の上昇速度や平均抗力係数などは実験的研究例が無いため、まずは透明なアクリルを用いて製作した単純な直線流路を流れる水銀中に単一ノズルからガスを注入し、ノズル下流で流路上面に浮上して付着する気泡を調べる手法で気泡の上昇速度を評価した。ノズルからガスを注入する手法では半径  $150\mu\text{m}\sim 350\mu\text{m}$  の気泡に関するデータが得られた。その結果、純粋な液体中の気泡挙動を解析的に評価した研究の予測値より遅く、実験的に気泡の上昇速度を調べた Peebles の式で予測される値より速くなる傾向を示した。

これらと並行して開発した旋回流型のバブラーを実機サイズの水銀ターゲット試験体に設置し、大型水銀流動実験施設に接続して水銀流動実験を行った結果、半径  $10\mu\text{m}\sim 200\mu\text{m}$  の微小気泡に関するデータが得られた。バブラーから約  $1\text{m}$  下流のビーム窓部近傍でも、半径  $40\mu\text{m}$  をピークとして  $10\mu\text{m}\sim 150\mu\text{m}$  の気泡が到達していることが分かった。これらのデータと直線流路の水銀流動実験で得られたデータを基にして、水銀ターゲット試験体内の気泡粒子の挙動を、合泡を考慮しない条件で解析的に調べ、実験結果を良好に再現可能な気泡の平均抗力係数の評価式を提案した。

これらの解析結果を適用可能な条件の範囲は別途、異なる流動条件や流路構造の実験で検証する必要があるが、本研究で用いた手法を用いれば、流動条件や流路構造が変わった場合でも、実験及び解析の比較により、水銀中の気泡挙動を評価することが可能と考えられる。

キャビテーション損傷を抑制するには、水銀中にできるだけ均一に微小気泡を分布させる必要があるが、解析による予測では、ビーム窓近傍で流路底部の気泡数は極めて少ない。そこで、バブラーをビーム窓に近づけることで、底面近くの気泡数を増加させるとともに、ビーム窓部に内壁を追加して狭隘流路と速い水銀流れを形成する設計改良を実施した。ターゲット容器内に設置したバブラーの圧力損失と同程度の圧力損失要素を流路に追加することで、従来と同等の水銀の流量配分を維持し、流路下部の気泡数を増加させ、且つ狭隘流路に速い水銀流れを形成することが来た。

本研究の成果は既に実機水銀ターゲットの設計に反映されてビーム運転が行われており、ビーム運転中にレーザードップラー振動計により水銀ターゲット容器上面の振動速度を計測し、気泡注入の無い時に比べて約  $1/3$  に低減できたことを確認した[16]。また、狭隘流路の効果は使用済み水銀ターゲットから試験片を切り出して内壁の損傷深さを計測し、定量的な評価を実施している[32]。このように、高出力水銀ターゲットは現在も研究・開発が進められており、現在、水銀ターゲットは  $400\text{kW}$  で運転しており、平成 30 年中には  $500\text{kW}$  の定常運転を計画している。



## 参考文献

- [1] G. Bauer, Operation and development of the new spallation neutron source SINQ at the Paul Scherrer Institut, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 139, 65-71 (1998).
- [2] A. Taylor, Progress at the ISIS Facility, Physica B 385–386, 728–731 (2006).
- [3] J. Haines, T. J. McManamy, T. A. Gabriel, R. E. Battle, K. K. Chipley, J. A. Crabtree, L. L. Jacobs, D.C. Lousteau, M. J. Rennich, B. W. Riemer, Spallation neutron source target station design, development and commissioning, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 764, 94–115 (2014).
- [4] Y. Ikeda, J-PARC status update, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. 600, 1-4 (2009).
- [5] K. Haga, M. Kaminaga, H. Kinoshita, H. Kogawa, H. Sato, S. Ishikura, Y. Torii, R. Hino, Mercury Target and its Peripheral Devices for 1MW Spallation Neutron Source, Proc. of 12th International Conference on Nuclear Engineering ( ICONE12), April 25-29, Arlington, Virginia (Washington, D.C.), USA, Paper No. ICONE12-49518 (2004).
- [6] 羽賀勝洋、寺田敦彦、神永雅紀、日野竜太郎：案内羽根を用いたクロスフロー方式水銀ターゲットモデルの水流動実験及び解析、日本原子力学会誌、42, 8, 821-824 (2000).
- [7] K. Haga, A. Terada, M. Kaminaga, R. Hino, Water flow experiments and analyses on the cross-flow type mercury target model with the flow guide plates, Nuclear Engineering and Design 210, 157-168 (2001).
- [8] D.A. McClintock, B.W. Riemer, P.D. Ferguson, A.J. Carroll, M.J. Dayton, Initial observations of cavitation-induced erosion of liquid metal spallation target vessels at the Spallation Neutron Source, Journal of Nuclear Materials 431, 147–159 (2012).
- [9] K. Okita, S. Takagi, Y. Matsumoto, Propagation of pressure waves, caused by a thermal shock, in liquid metals containing gas bubbles, Journal of Fluid Science and Technology 3, 1, 116-128 (2008).
- [10] H. Kogawa, T. Naoe, H. Kyotoh, K. Haga, H. Kinoshita, M. Futakawa, Development of microbubble generator for suppression of pressure waves in mercury target of spallation source, Journal of Nuclear Science and Technology 52, 12, 1461-1469 (2015).
- [11] T. Naoe, M. Ida, M. Futakawa, Cavitation damage reduction by microbubble injection, Nuclear Instruments and Method in Physics Research A 586, 382-386 (2008).
- [12] 直江崇、二川正敏、静止水銀中の狭隘部における圧力波誘起キャビテーション損傷、日本機械学会論文集、80, 810 (2014).
- [13] B.J. Vevea, D.A. McClintock, J.W. Hyres, B.W. Riemer, Characterization of irradiated AISI 316L stainless steel disks removed from the Spallation Neutron Source, Journal of Nuclear Materials 450, 147–162 (2014).
- [14] K. Haga, H. Kogawa, T. Wakui, T. Naoe, M. Futakawa, S. Yamazaki, N. Tanaka, Bubble flow simulations in target vessel, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 600, 64-67 (2009).
- [15] K. Haga, T. Naoe, H. Kogawa, H. Kinoshita, M. Ida, M. Futakawa, B. W. Riemer, M. W. Wendel, D. K. Felde, A. A. Abdou, Distribution of Microbubble Sizes and Behavior of Large Bubbles in Mercury Flow in a Mockup Target Model of J-PARC, Journal of Nuclear Science and Technology, 47, 11, (2010).
- [16] H. Kogawa, T. Naoe, M. Futakawa, K. Haga, T. Wakui, M. Harada, H. Takada, Mitigation technologies for damage induced by pressure waves in high-power mercury spallation neutron sources (IV) – measurement of pressure wave response and microbubble effect on mitigation in mercury target at J-PARC –, Journal of Nuclear Science and Technology, 54, 7, 733-741 (2017).
- [17] K. Haga, T. Naoe, T. Wakui, H. Kogawa, H. Kinoshita, M. Futakawa, Thermal Hydraulic Design of a Double-walled Mercury Target Vessel, JPS Conf. Proc. 8, 051008 (2015).
- [18] M. Kaminaga, A. Terada, S. Ishikura, M. Teshigawara, Y. Sudo, R. Hino, Mercury target development for JAERI spallation neutron source, Proc. 7th international conference on nuclear engineering, ICONE-7123, (1999).
- [19] 村上周三, 乱流解析, 数値流体力学編集委員会編, 東京大学出版会, p. 27 (1995).
- [20] D.W. Moore, The velocity of rise of distorted gas bubbles in a liquid of small viscosity, J. Fluid Mech., 23, 749-766 (1965).
- [21] M. El Sawi, Distorted gas bubbles at large Reynolds number, J. Fluid Mech., 62, part 1, 163-183 (1974).

- [22] R. Mei, J. F. Klausner, C. J. Lawrence, A note on the history force on a spherical bubble at finite Reynolds number, *Phys. Fluids*, 6, 1, 418-420 (1994).
- [23] Y. Mori, K. Hijikata, K. Kuriyama, Experimental study of bubble motion in mercury with and without a magnetic field, *J. Heat Transfer (Trans. ASME)* 99, 404-410 (1977).
- [24] R. Clift, J. R. Grace, M.E. Weber, *Bubbles, Drops, and Particles*, Academic Press, p.30, p.111, p.172 (1978).
- [25] F. N. Peebles, H. J. Garber, Studies on the motion of gas bubbles in liquids, *Chem. Eng. Prog.*, 49, 2, 88-97 (1953).
- [26] P. C. Duineveld, The rise velocity and shape of bubbles in pure water at high Reynolds number, *J. Fluid Mech.*, 292, 325-332 (1995).
- [27] 竹村文男、矢部彰、低レイノルズ数領域における球形気泡の上昇速度、*日本機械学会論文集*、63, 623、7-12 (1997).
- [28] 富山明男、片岡都勲、坂口忠司、気泡の抗力係数に関する研究、*日本機械学会論文集 (B 偏)*、61, 587, 2357-2364 (1995).
- [29] 2017 年理科年表
- [30] V. Levich, *Zh. Eksptl. i Theoret. Fiz.*, 19, 18 (1949).
- [31] L. Schiller, A. Naumann, A drag coefficient correlation, *Zeitschrift des Vereins Deutscher Ingenieure*, 77, 318-320 (1935).
- [32] T. Naoe\*, T. Wakui, H. Kinoshita, H. Kogawa, K. Haga, M. Harada, H. Takada, M. Futakawa, Cavitation damage in double-walled mercury target vessel, *Journal of Nuclear Materials*, to be published in 2018. <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2017.10.044>